CANADIAN JOURNAL OF RESEARCH

VOLUME 23 | MAY, 1945 | NUMBER 3

— SECTION A —

PHYSICAL SCIENCES

Contents

NATIONAL RESEARCH COUNCIL
OTTAWA, CANADA

CANADIAN JOURNAL OF RESEARCH

The *Canadian Journal of Research* is issued in six sections, as follows:

A. Physical Sciences	D. Zoological Sciences
B. Chemical Sciences	E. Medical Sciences
C. Botanical Sciences	F. Technology

For the present, each of these sections is to be issued six times annually, under separate cover, with separate pagination.

The *Canadian Journal of Research* is published by the National Research Council of Canada under authority of the Chairman of the Committee of the Privy Council on Scientific and Industrial Research. The *Canadian Journal of Research* is edited by a joint Editorial Board consisting of members of the National Research Council of Canada and the Royal Society of Canada.

Manuscripts should be addressed:

Editor-in-Chief,
Canadian Journal of Research,
National Research Council, Ottawa, Canada.

Canadian Journal of Research

Issued by The National Research Council of Canada

VOL. 23, SEC. A. MAY, 1945 NUMBER 3

LE SECOND PRINCIPE ET LA THÉORIE DES QUANTA[1]

PAR PIERRE DEMERS[2]

Sommaire

Continuant notre travail précédent nous imaginons les processus les plus élémentaires possibles mettant en œuvre un mécanisme assimilable à un démon de Maxwell obéissant aux lois de la physique, et nous cherchons à prouver que d'une manière générale par ces processus l'on ne peut tirer de travail d'une source à une seule température. Nous y parvenons dans certains cas particuliers au moins. Notre étude fait apparaître la validité du second principe dans ces cas comme une conséquence de la théorie des quanta.

I. Introduction

Nous considérons ici les processus les plus élémentaires que nous avons pu imaginer, mettant en œuvre l'échange de signaux pour déclencher au bon moment un mécanisme destiné à tirer du travail d'une source à une seule température, grâce aux fluctuations de celle-ci. S'il était possible de tirer systématiquement du travail d'un système par des opérations ne modifiant finalement qu'une source à une seule température, le résultat serait contraire au second principe.

Nous cherchons à montrer que le second principe est respecté dans de tels systèmes, par des raisonnements fondés sur les principes déjà émis (1, 2): 1°) existence du rayonnement des corps noirs dont l'intensité suit la formule de Planck; 2°) la lumière est composée de photons; 3°) le déclenchement d'un appareil à la température T exige la dépense d'un travail voisin de kT; 4°) nous admettons le second principe sous la forme statistique habituelle pour évaluer les relations entre le travail, la température, l'entropie et la probabilité.

II. Première étude

1. *Cas schématique*

Considérons un corps A susceptible de prendre par suite des fluctuations, un état 1 d'entropie S_1, et de le quitter pour atteindre l'état plus probable 0 d'entropie S_0. Si cette transformation est opérée de façon réversible, l'on peut retirer un travail $\mathfrak{T} = T(S_0 - S_1)$ pourvu que fonctionne à ce moment un mécanisme d'utilisation F. Si F et A sont constamment liés, le travail moyen est nul, comme l'a montré von Smoluchowski (4, pages 1078 à 1080). Cet auteur excluait cependant de son raisonnement des processus comparables

[1] *Manuscrit reçu le 18 novembre 1944.*

[2] *Ancien élève de l'Ecole normale supérieure, Agrégé de l'Université de France. Adresse actuelle: Université de Montréal, Montréal, P.Q.*

à celui où interviendrait un démon de Maxwell. Nous allons voir où nous conduit la considération de tels processus.

Supposons donc un mécanisme d'observation D, obéissant aux lois de la physique, susceptible d'être affecté par l'état de A, grâce à un procédé optique. Si A est dans l'état 1, D réagit de façon à déclencher le fonctionnement de F, établissant entre F et A la liaison qui permet à l'ensemble d'exécuter le travail $\mathfrak{T}$ sur le milieu extérieur. Le travail est alors $\mathfrak{T}$ à chaque action du mécanisme d'observation, et il est nul en dehors de ces occasions. F et A sont à la même température.

Nous divisons le fonctionnement de D en périodes successives non nécessairement consécutives. Au cours de chaque période, nous admettons que A émet un photon qui est reçu par une partie quelconque de D. Nous admettons encore que l'on peut constituer A et D de telle manière que lorsqu'une portion particulière D' de D reçoit au cours d'une période d'observation, un photon venant de A, c'est que l'état 1 est réalisé. Si les périodes d'observation sont séparées par des intervalles suffisamment longs, il y a chaque fois une probabilité P_1 qui ne dépend que de S_1, que cet état soit réalisé

$$P_1 = P_0 e^{(S_1 - S_0)/k} .$$

Cet état est observable une fois sur $N = 1/P_1$ observations.

Envisageons le cycle le plus schématique possible. 1. A émet un photon à chaque observation, qui transporte de A en D une énergie $w = hc/\lambda$. $hc = 1.965 \times 10^{-16}$ C.G.S. 2. Une fois sur N observations, le travail $\mathfrak{T} = T(S_0 - S_1)$ est produit sur le milieu extérieur, aux dépens de l'énergie interne de A. 3. Afin qu'une partie à une seule température du système $A + D + F$ ait finalement subi des modifications au cours du cycle envisagé, nous supposons une machine thermique réversible fonctionnant entre D et A, qui refroidit D, lui enlevant l'énergie Nhc/λ des N photons reçus de A, et réchauffant A, aux dépens d'un travail $\mathfrak{T}'$ venu de l'extérieur.

En somme le système $A + D + F$ a fourni le travail $\mathfrak{T}$ au milieu extérieur, et lui a pris le travail $\mathfrak{T}'$, et le corps A de température uniforme a seul changé. Aux termes de l'un des énoncés du second principe, A ne peut que s'échauffer, et $\mathfrak{T} - \mathfrak{T}' \leqslant 0$.

Cependant cet énoncé du second principe, qui est dû à Poincaré, ne tenait pas compte des fluctuations. Si l'on en tient compte et si l'on examine les opérations proposées, il n'est pas immédiatement évident qu'il puisse s'appliquer. Car si l'on pouvait se servir d'une onde suffisamment longue, Nw et $\mathfrak{T}'$ pourraient être aussi petits qu'il nous plairait. $\mathfrak{T}$ ne dépendant pas de λ, le bilan $\mathfrak{T} - \mathfrak{T}'$ pourrait être systématiquement positif. On arriverait à la même conclusion si la constante de Planck h était supposée infiniment petite, la longueur d'onde pourrait alors être quelconque.

Mais nous allons compléter ce cas schématique par la considération du rayonnement d'équilibre thermique.

2. *Cas plus complexe*

Nous supposons que l'observation de A est faite par D au moyen du rayonnement thermique de A. Il faut que la température de D soit inférieure à celle de A. Nous admettons, ce qui semble permis, que l'échange entre D et A est limité à une bande spectrale étroite. Le pouvoir émissif de D est $E(D,\lambda)$, celui de A est $E(A, \lambda)$. Nous assimilons l'émission de D et celle de A, à celle de corps noirs possédant respectivement les températures T_D, T_A. Si A émet vers D un photon, D a une chance $\alpha = E(D, \lambda)/E(A, \lambda)$ d'émettre vers A un photon dans le même temps. Le pouvoir émissif pour la longueur d'onde λ et la température T est donné par la formule de Planck.

$$E(T, \lambda) = C_1/\lambda^5(e^{C_2/\lambda T}-1) \qquad C_1 = 1.18 \times 10^{-5} \text{ C.G.S.}$$
$$C_2 = hc/k = 1.43$$

Nous attribuons à la portion sensible D' du mécanisme une sensibilité sélective de sorte qu'elle réagira à tous les photons reçus compris dans la bande spectrale choisie, et à aucun autre. Lorsque D' reçoit un photon de A, le mécanisme F est déclenché et le travail $\mathfrak{T}$ est obtenu; mais D', à cause de l'émission du milieu D, peut recevoir des photons de D auxquels elle réagira, déclenchant aussi bien le mécanisme F. Si le mécanisme F fonctionne sans qu'un photon soit reçu de A par D', le travail produit n'est pas $\mathfrak{T}$, mais $\mathfrak{T}''$ en moyenne.

Pour évaluer la probabilité qu'un photon décelé par D' provienne de A et non de D, et corresponde, par conséquent, à la production du travail $\mathfrak{T}$ plutôt que $\mathfrak{T}''$, il faut connaître les aires des surfaces de A et de D' mises en relation. Nous supposons qu'elles soient égales, et que D' reçoive α photons de D dans le temps où A émet un photon vers D. Au cours d'un cycle d'observations, il y a αN chances que D' reçoive un photon de D. Si tel est le cas, et si un photon venant de A n'est pas recu en même temps par D', F produit un travail $\mathfrak{T}''$.

Nous examinerons donc le cycle suivant: 1°) à chaque observation, A émet vers D une énergie $w = hc/\lambda$, D émet vers A une énergie αw en moyenne. 2°) Une fois sur N observations, le travail $\mathfrak{T}$ est produit. A la suite d'une fraction α des $(N - 1)$ autres observations, un travail $\alpha(N - 1)\mathfrak{T}''$ est produit. 3°) Une machine thermique réversible emploie le travail $\mathfrak{T}'$ pour ramener D à son état initial réchauffant A. En somme le corps A a fourni au milieu extérieur la somme algébrique des travaux B.

$$B = \mathfrak{T} + \alpha(N - 1)\mathfrak{T}'' - \mathfrak{T}' \qquad \mathfrak{T} = T_A(S_0 - S_1)$$
$$\alpha = (e^{1.43/\lambda T_A}-1)/(e^{1.43/\lambda T_D}-1)$$

Il reste à évaluer $\mathfrak{T}'$ et $\mathfrak{T}''$.

$\mathfrak{T}'$

La chaleur reçue par D est en somme $N(1 - \alpha)hc/\lambda$. Si nous admettons que D et A sont deux sources dont la température demeure uniforme, et varie peu au cours du cycle proposé, le travail $\mathfrak{T}'$ est celui d'une machine frigorifique réversible enlevant la chaleur $N(1 - \alpha)hc/\lambda$ à T_D et fournissant la chaleur $N(1 - \alpha)hcT_A/\lambda T_D$, à T_A.

$$\mathfrak{T}' = N(1 - \alpha)hc(T_A - T_D)/\lambda T_D$$

$\mathfrak{T}''$

Quand l'état 1 est réalisé dans A, le fonctionnement de F produit le travail $\mathfrak{T} = T_A(S_0 - S_1)$. Cet état est réalisé une fois sur N observations. Si le mécanisme fonctionnait à chaque observation, le travail résultant serait nul. Ce travail peut être considéré comme la somme de une fois $\mathfrak{T}$ et de $(N - 1)$ fois le travail moyen obtenu lorsque l'état 1 n'est pas atteint.

$$\mathfrak{T} + (N - 1)\mathfrak{T}'' = 0$$

$$\mathfrak{T}'' = -T_A(S_0 - S_1)/(N - 1)$$

Bilan

En introduisant les valeurs de $\mathfrak{T}$, $\mathfrak{T}'$, $\mathfrak{T}''$, de N, on a la valeur du travail exécuté sur le milieu extérieur, en valeur algébrique.

$$B = B'(1 - \alpha)kT_A e^{(S_0-S_1)/k}/P_0$$

en appelant B' l'expression suivante:

$$B' = P_0 e^{-(S_0-S_1)/k}(S_0 - S_1)/k - hc(T_A - T_D)/T_A T_D k\lambda$$

Avant de discuter ces expressions, voyons un autre cas schématique.

3. *Autre cas*

D et F sont à la température T_D. Une partie de D est soumise à l'observation, son entropie peut prendre les valeurs S_1, S_0. Une source A, en équilibre à T_A, fournit à D une énergie hc/λ à chaque observation, D émet pendant ce temps vers A l'énergie $\alpha hc/\lambda$. Après N observations, pour rendre à A l'énergie $N(1 - \alpha)hc/\lambda$ qu'elle a en somme fournie à D, on dépense un travail $\mathfrak{T}'$.

$$\mathfrak{T}' = N(1 - \alpha)hc(T_A - T_D)/\lambda T_A \qquad T_A > T_D$$

Une fois sur N observations, l'état 1 est réalisé, le mécanisme F est déclenché, lié à D, et produit aux dépens de l'énergie interne de D, un travail $\mathfrak{T} = T_D(S_0 - S_1)$. F est déclenché $\alpha(N - 1)$ autres fois et l'on tire alors chaque fois un travail $\mathfrak{T}'' = -\mathfrak{T}/(N - 1)$.

$$B = B'(1 - \alpha)kT_D e^{(S_0-S_1)/k}/P_0$$

B a la même expression que dans le cas précédent, sauf la présence de T_D au lieu de T_A. B' reste identique.

Dans le cas 2 on observe A, F est à la température de A, et utilise l'énergie thermique de A; on ramène D à son état initial à la fin du cycle. Dans le cas 3 on observe D, F est à la température de D, et utilise l'énergie thermique de D, et c'est A qu'on ramène à son état initial.

4. *Discussion*

B est nul si $\alpha = 1$, c'est à dire, si $T_D = T_A$. Si $T_D = 0$, B ne peut être positif: s'il s'agit du cas 2, T_D apparaît au dénominateur dans le dernier terme de B', B tend vers $-\infty$; s'il s'agit du cas 3, le dernier terme de B' devient prédominant et donne son signe à B. Nous supposons des valeurs finies à T_A, à $(S_0 - S_1)$ et à λ.

Dans l'hypothèse d'un système qui est tout entier à une seule température, ou dont une partie est au zéro absolu, le résultat est net, le mécanisme obéit au second principe, et l'on ne peut tirer en somme de travail utile des fluctuations d'une source à une seule température. Ce résultat dérive d'une propriété essentielle du rayonnement des corps noirs: ce rayonnement est le même dans tous les corps en équilibre à la même température; il dérive aussi de l'existence d'une valeur non nulle de la constante h.

Si $T_A > T_D > 0$, la discussion doit se faire en considérant de plus près le déclenchement du mécanisme F.

III. Étude plus complète

1. *Déclenchement du mécanisme F*

Le mécanisme d'utilisation à T_A ne peut être déclenché utilement que si l'on dépense pour cela un travail bkT_A au moins comparable à kT_A, comme l'indiquent des considérations semblables à celles qui concernent le déplacement d'un volet.

Nous supposons que le mécanisme F est susceptible de fonctionner une fois seulement à l'occasion de chaque période d'observation. Nous raisonnons sur le cas 2. Nous supposons qu'on dépense un travail bkT_A finalement dissipé en chaleur dans A, à la suite de chacune des $1 + (N - 1)\alpha$ observations qui commandent de déclencher le mécanisme F. Le mécanisme a alors une probabilité p_1 de produire le travail prévu, soit $\mathfrak{T}$, soit $\mathfrak{T}''$. On recueille donc le travail

$$- bkT_A(1 + (N - 1)\alpha),$$

et l'on recueille le travail positif

$$p_1T_A(1 - \alpha)(S_0 - S_1) \qquad p_1 \leqslant 1.$$

A la suite des autres observations qui sont au nombre de $(N - 1)(1 - \alpha)$, l'on ne dépense pas le travail bkT_A, mais le déclenchement est cependant susceptible de s'accomplir spontanément par suite des fluctuations du mécanisme. Celui-ci a une probabilité p_2 de produire le travail $\mathfrak{T}''$, à chacune de ces périodes, ou en somme

$$-p_2T_A(1 - \alpha)(S_0 - S_1) \qquad p_2 \leqslant 1.$$

De plus le milieu D reçoit au cours d'un cycle une chaleur $N(1 - \alpha)hc/\lambda$ qu'il faut lui ôter, de façon que le cycle ne modifie finalement que A; on recueille $-\mathfrak{T}'$

$$-N(1 - \alpha)hc(T_A - T_D)/\lambda T_D .$$

Il faut récrire le bilan que nous décomposons en deux facteurs, l'un identique à celui déjà écrit dans le cas 2, l'autre B'.

$$B' = P_0e^{-(S_0-S_1)/k}((S_0 - S_1)(p_1 - p_2)/k - b) - b\alpha/(1 - \alpha) - hc(T_A - T_D)/T_AT_Dk\lambda.$$

Pour le cas 3 l'on retrouverait comme facteur multipliant B', l'expression déjà écrite dans ce cas.

B' se ramène à la forme précédemment trouvée si $b = p_2 = 0$, $p_1 = 1$. Le premier terme peut alors prendre la valeur maximum $e^{-1} = 0.368$ pour $P_0 = 1$ et $(S_0 - S_1)/k = 1$. $P_0 \leqslant 1$, car P_0 serait la probabilité de l'état 1 s'il était réalisé à chaque observation.

2. *Discussion*

Si la dépense de travail pour déclencher le mécanisme est au moins égale à kT, $(p_1 - p_2)$ peut être comparable à l'unité. Admettons $b = 1$, $(p_1 - p_2) = 1$, accordons au terme positif dans B' la valeur maximum e^{-2}, qu'il peut prendre pour $P_0 = 1$, $(S_0 - S_1)/k = 2$. B' est positif si

$$B' = e^{-2} - ba/(1 - a) - hc(1 - a)/kT_A a\lambda > 0 \qquad a = T_D/T_A \qquad a \approx \alpha.$$

L'approximation admise ici, $a = \alpha$, n'affectera pas nos conclusions. Si l'on suppose d'abord le dernier terme nul, on se rend compte qu'il faut

$$0 < a < a_1 = (1 + e^2)^{-1}$$

$$\lambda T_A > (hc/k)(1 - a)^2/ae^{-2}(1 - a(1 + e^2)) = 1.43(1 - a)^2/ae^{-2}(1 - a(1 + e^2)).$$

λT_A doit être supérieur à une certaine valeur positive qui tend vers ∞ pour $a = 0$ et pour $a = a_1$, et qui est minimum et vaut $f = 312$, pour $a = a_2 = 0.063$.

En réalité, le terme positif ne peut atteindre tout à fait la valeur e^{-2} si $b = 1$, car $(p_1 - p_2) < 1$, et par conséquent $f > 312$. La valeur maximum du terme positif est en général

$$(p_1 - p_2)e^{-1-b/(p_1-p_2)} < e^{-1-b},$$

e^{-1-b} peut être une valeur approchée si $b \geqslant 1$.

Le Tableau I résume les conditions dans lesquelles B' peut être positif.

TABLEAU I

Discussion de l'inéquation $B' > 0$

	Solution possible si $a < a_1$	Valeur maximum du terme positif	f, valeur minimum possible de T_A	f est atteint pour $a = a_2$
$b = 0$		0	∞	
$b = 0.5$	$a_1 \ll 0.308$	$\ll 0.223$	$f \gg 57.5$	$a_2 \ll 0.182$
$b = 1$	$a_1 < 0.119$	< 0.135	$f > 312$	$a_2 < 0.063$
$b = 2$	$a_1 < 0.024$	< 0.050	$f > 4620$	$a_2 < 0.012$
$b = \infty$	$a_1 = 0$	0	$f = \infty$	$a_2 = 0$
$b \gg 1$	$a_1 = (1 + be^{1+b})^{-1}$	e^{-1-b}	$f = (4hc/k)be^{2+2b} = 5.72be^{2+2b}$	$a_2 = (1 + 2be^{1+b})^{-1}$

Nous ne voyons pas de relation exacte entre b et $(p_1 - p_2)$, et nous devons nous contenter du raisonnement approché suivant: si $b = 1$, $(p_1 - p_2)$ peut être comparable à 1, f est supérieur à la valeur indiquée mais peut être du même ordre de grandeur. Si b diminue, f augmente parce que $(p_1 - p_2)$

doit diminuer rapidement, pour s'annuler à $b = 0$. Si b augmente, f augmente. Nous admettrons que la valeur minimum de f est comparable à 312.

$$f_{min} \leqslant 312.$$

Si T_A est donnée:

$$\lambda_{min} \leqslant 312/T_A = 0.0312 \text{ cm. si } T_A = 10000° \text{ K.}$$

Si l'on suppose $b = 1$ et $(p_1 - p_2) = 1/2, f = 9240$. Si $f_{min} = 9240$, λ_{min} pour $T_A = 10000°$ K vaut 0.924 cm.

IV. Conditions d'observation

L'état 1 est décelé par la réception, en une région particulière de D, d'un photon venant de A au cours d'une période d'observation. Il faut que lorsque l'état 1 se présente, le parcours du photon soit modifié de façon convenable avec une probabilité comparable à l'unité. Cela nous paraît exiger que l'apparition de l'état 1 entraîne une modification notable des propriétés optiques, pour la longueur d'onde employée, d'une région de l'espace dont les dimensions linéaires sont au moins comparables à cette longueur d'onde.

Dans une solution colloïdale où le mouvement brownien se manifeste en un temps raisonnable, les particules ont des dimensions de l'ordre du micron. Les molécules usuelles et les atomes ont des dimensions encore inférieures. Si l'état 1 est caractérisé par la position d'une particule plus petite que 1 μ, il faut avoir $\lambda < 10^{-4}$, il faudrait $T_A > 3 \times 10^6$ °K. De telles températures nous sont inaccessibles et les mécanismes imaginés seraient probablement dénués de sens. Il ne paraît donc pas possible, dans les limites des températures accessibles, de tirer un parti utile des fluctuations de position de micelles colloïdales individuelles, ou de molécules et d'atomes.

Prenons 10000° K comme la plus haute température accessible, $\lambda_{min} >$ 0.3 mm.; la région de l'espace où se trouve caractérisé l'état 1 doit mesurer environ 0.3 mm. de côté. Il faudrait qu'une fluctuation comparable à $2kT$, dans l'énergie interne de cette région suffise à modifier de façon notable ses propriétes optiques, car $T(S_0 - S_1)$ est voisin de $2kT$ lorsque le terme positif dans l'expression de B' est voisin de sa valeur maximum. Si nous considérons une fluctuation d'énergie beaucoup plus grande, ce terme est éloigné de sa valeur maximum, la valeur minimum de λ est plus grande encore: il faudrait examiner une région encore plus grande, où la même fluctuation d'énergie aurait moins de chances d'agir notablement sur les propriétés optiques.

Il est difficile de pousser plus loin l'analyse. Peut-être un système est-il réalisable, où une fluctuation de l'énergie voisine de $2kT$ modifierait notablement les propriétés optiques d'un petit volume ayant un côté supérieur et comparable à un tiers de millimètre. Nous ne pourrions alors prouver la validité du second principe pour ce cas.

V. Conclusions

Nous avons admis le second principe sous sa forme statistique habituelle pour évaluer les relations entre l'entropie, la probabilité, et le travail. En nous basant sur la théorie des quanta, nous avons discuté les mécanismes les plus simplifiés que nous avons pu imaginer, mettant en oeuvre un mécanisme optique équivalant à un démon de Maxwell, grâce auquel on pourrait espérer violer le second principe sous sa forme suivante: "On ne peut tirer de travail d'un appareil de façon systématique par des modifications n'altérant finalement qu'une source à une seule température."

Nous avons vu que cela est impossible: 1°) dans un système tout entier à une température; 2°) dans un système dont une partie serait au zéro absolu; 3°) dans un système où il y a deux températures $T_A > T_D > 0$, du moins si l'on envisage les fluctuations affectant des volumes dont le côté est inférieur à quelques centaines de microns, et si l'on admet qu'on ne peut dépasser des températures égales à quelques milliers de degrés K. Dans un milieu où $T_A \approx 300°$ K., c'est-à-dire, aux températures qui permettent la vie, notre conclusion est valable si le volume est inférieur à un centimètre cube environ. 4°) Dans un système où il y a deux températures $T_A > T_D > 0$, nous ne pouvons montrer précisément qu'il est impossible de tirer parti des fluctuations affectant un volume suffisamment grand, dont le côté mesure au moins plusieurs centaines de microns si la température maximum est 10000° K. En perfectionnant et en complétant les hypothèses schématiques que nous avons proposées et nos calculs, l'on peut croire qu'on arriverait à démontrer la validité du second principe dans ce cas aussi.

Quoiqu'il en soit de cette quatrième conclusion, notre étude met en évidence des relations entre la théorie des quanta et le second principe de la thermodynamique.

VI. PREMIER APPENDICE

Principe de Curie, réversibilité

On aurait pu espérer conclure à l'égalité des travaux dépensés et recueillis; mais il faudrait pour cela des processus réversibles, et il ne semble pas possible d'imaginer des processus réversibles de transmission de signaux et de déclenchement d'appareils. Cette étude confirme les vues de Renaud (3), qui a fait observer l'analogie du principe de symétrie de Pierre Curie et du second principe. Nos processus ne sont possibles que s'il y a des différences de température qui constituent des dissymétries et entraînent un échange irréversible d'énergie, et des dépenses irréversibles de travail pour déclencher le mécanisme.

VII. SECOND APPENDICE

Principe d'incertitude

Soit Δt le temps qu'un photon met à parcourir une distance égale au côté l d'un objet, $\Delta t = l/c$; au moyen de ce photon l'on veut déterminer l'énergie

E de cet objet avec une précision ΔE voisine de kT. Considérons Δt et ΔE comme des variables conjuguées, alors, d'après l'une des relations de Heisenberg:

$$\Delta E \Delta t = kTl/c \geqslant h/4\pi$$
$$l \geqslant hc/4\pi kT$$

Nous pouvons énoncer cette inégalité: "L'objet doit avoir un côté égal ou supérieur à $hc/4\pi kT$ ou $1.43/4\pi T$". Il est curieux que l'application de la formule de Heisenberg, dont l'emploi ne paraît pas précisément justifié, conduise à une inégalité qui s'accorde avec notre quatrième conclusion.

VIII. Remerciements

L'auteur adresse ses remerciements à l'un des membres du comité de lecture de cette revue, qui a bien voulu attirer son attention sur le mémoire de von Smoluchowski (4). Les considérations relatives à un détecteur mécanique ou à une soupape (2, page 50), que nous a fait connaître M. Francis Perrin, tirent évidemment de là leur origine.

Bibliographie

1. Demers, P. Sommaire. Phys. Rev. (Ser. 2) 63 : 221. 1943.
2. Demers, P. Can. J. Research, A, 22 : 27-51. 1944.
3. Renaud, P. Analogies entre les principes de Carnot, Mayer, et Curie. Hermann et Cie. Paris. 1937.
4. Smoluchowski, M. v. Physik. Z. 13 : 1069-1080. 1912.

CANADIAN JOURNAL OF RESEARCH

Notes on the Preparation of Copy

General:—Manuscripts should be typewritten, double spaced, and the **original and at least one extra copy** submitted. Style, arrangement, spelling, and abbreviations should conform to the usage of this Journal. Names of all simple compounds, rather than their formulae, should be used in the text. Greek letters or unusual signs should be written plainly or explained by marginal notes. Superscripts and subscripts must be legible and carefully placed. Manuscripts should be carefully checked before being submitted, to reduce the need for changes after the type has been set. **All pages, whether text, figures, or tables, should be numbered.**

Abstract:—**An abstract of not more than about 200 words, indicating the scope of the work and the principal findings, is required.**

Illustrations

(i) *Line Drawings:*—Drawings should be carefully made with India ink on white drawing paper, blue tracing linen, or co-ordinate paper ruled in **blue** only. Paper ruled in green, yellow, or red should not be used. The principal co-ordinate lines should be ruled in India ink and all lines should be of sufficient thickness to reproduce well. Lettering and numerals should be of such size that they will not be less than one millimetre in height when reproduced in a cut three inches wide. If means for neat lettering are not available, lettering should be indicated in pencil only. All experimental points should be carefully drawn with instruments. Illustrations need not be more than two or three times the size of the desired reproduction, but the ratio of height to width should conform with that of the type page. **The original drawings and one set of small but clear photographic copies are to be submitted.**

(ii) *Photographs:*—Prints should be made on glossy paper, with strong contrasts; they should be trimmed to remove all extraneous material so that essential features only are shown. Photographs should be submitted **in duplicate;** if they are to be reproduced in groups, one set should be so arranged and mounted on cardboard with rubber cement; the duplicate set should be unmounted.

(iii) *General:*—**The author's name, title of paper, and figure number should be written on the back of each illustration.** Captions should not be written on the illustrations, but typed on a separate page of the manuscript. All figures (including each figure of the plates) should be numbered consecutively from 1 up (arabic numerals). **Reference to each figure should be made in the text.**

Tables:—Titles should be given for all tables, which should be numbered in Roman numerals. Column heads should be brief and textual matter in tables confined to a minimum. **Reference to each table should be made in the text.**

References should be listed alphabetically by authors' names, numbered in that order, and placed at the end of the paper. The form of literature citation should be that used in this Journal and titles of papers should not be given. All citations should be checked with the original articles. Each citation should be referred to in the text by means of the key number.

The *Canadian Journal of Research* conforms in general with the practice outlined in the *Canadian Government Editorial Style Manual*, published by the Department of Public Printing and Stationery, Ottawa.

Reprints

Fifty reprints of each paper are supplied free. Additional reprints, if required. will be supplied according to a prescribed schedule of charges.